

# 地磁気傾度法・マグネトテルリク法によるファンデフカ海洋プレート電気伝導度構造の解析

東京大学地震研究所 行武毅・浜野洋三・歌田久司・武井達朗  
東京大学海洋研究所 瀬川爾朗  
スクリップス海洋研究所 J. H. Filloux

Application of Spatial Gradient Method to the Study of Conductivity Structure beneath the Juan de Fuca Plate and Comparison with Magnetotelluric One Dimensional Modeling

T. Yukutake, Y. Hamano, H. Utada, T. Takei  
Earthquake Research Institute, University of Tokyo

J. Segawa  
Ocean Research Institute, University of Tokyo

J. H. Filloux  
Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego

## 1. まえがき

ファンデフカ (Juan de Fuca) 海洋プレートは、北米大陸から約300km西のファンデフカ海嶺 (Juan de Fuca ridge) でつくられるプレートで、東へ進んでやがて北米大陸プレートの下に沈み込む。ファンデフカ海洋プレートの沈み込み帯を中心とする電気伝導度構造を明らかにするために、1985年8月～10月、ファンデフカプレートから北米大陸にかけて電磁場の国際共同観測が実施された。<sup>1)</sup> この研究計画は EMSLAB (Electromagnetic Sounding of the Lithosphere and Asthenosphere beneath the Juan de Fuca Plate) とよばれ、ワシントン大学の J. R. Booker やアルバータ大学の D. I. Gough 等が中心となって実施した。われわれも海底電磁気観測に参加した。海底観測グループはスクリップス海洋研究所 (米国) の J. H. Filloux、太平洋地球科学センター (カナダ) の L. K. Law、フリンダース大学 (オーストラリア) の A. White などである。海洋底観測データにたいして、地磁気傾度法を適用して、ファンデフカ海洋プレートの下での電気伝導度構造の1次元解析を行い、マグネトテルリク法による解析結果との比較をおこなった。

## 2. 観測点配置 ならびに解析に利用した観測点

海陸全体での観測点を示すと Fig. 1 のようになる。海底の観測点20点と陸上の観測点約60点で構成する広域観測網がこの計画の観測の主要部であるが、さらにマグネトテルリク (MT) 観測が Lincoln から内陸部にかけて約100kmの範囲で直線状におよそ60点で実施された。海底の観測点分布を拡大したのが Fig. 2 である。日本勢は、SE4、SF8、SF6、SG4 の4カ所にフラックスゲート磁力計を設置して、地磁気3成分の連続観測を実施した。SF7にはスクリップス海洋研究所グループが磁力計・電位差計を敷設した。

SE4、SF8、SF6、SG3 の4点で得られた地磁気変化記録について地磁気変化傾度法を用いて、電気伝導度1次元鉛直構造を求める試みを行った。またこれら4点で囲まれるSF7点での地磁気・電位差変化にたいしてマグネトテルリク法を適用して、おなじく電気伝導度鉛直構造を求めた。

### 3. 地磁気変化傾度法

地磁気変化傾度法は水平成分変化の水平方向の勾配と鉛直成分変化との組合せから電気伝導度の鉛直分布を求める方法である。<sup>2) 3) 4) 5)</sup> マグネトテルリク法と違って電場のデータを必要とせず、磁場の3成分のデータから電気伝導度構造を推定する方法であるから、電場の測定がなく磁場の多点観測がある場合に有効な方法である。理論的にはマグネトテルリク法と同等の結果が得られることになるが、実際にはマグネトテルリク法に比べると応用例がすくなく、充分確立された方法とはいえない。

今回の海底観測では磁力計がほぼ等間隔に配置されており、水平方向の勾配を求めるのに都合がよいこと、われわれの観測点はファンデフカプレートの中央部に近く構造が水平方向に均質であると仮定しても大きな不都合がないと考えられること、地磁気緯度が高く鉛直成分の変化が中低緯度に比べて大きいこと、など傾度法を適用するのに有利な条件がそろっている。しかし観測点の地磁気緯度が高いことは必ずしも傾度法にとって都合のよいことばかりではない。極域擾乱の発生源に近い場合変化磁場の波長が短く、解析面で波長の影響を考慮する必要が生じる。

地磁気3成分の変化を時間領域から周波数領域へフーリエ変換したものを、 $H_x(f)$ 、 $H_y(f)$ 、 $H_z(f)$  とする。ただし、ここで  $f$  は周波数、 $H_x$ 、 $H_y$ 、 $H_z$  はそれぞれ磁場の北向き、東向き、鉛直下向き成分をあらわす。長さのデイメンションをもつ  $C(f)$  をつぎのように定義する。

$$\frac{1}{C(f)} = \frac{\frac{\partial H_z(f)}{\partial z}}{H_z(f)}$$

これは

$$\frac{1}{C(f)} = \frac{-\left[\frac{\partial H_x(f)}{\partial x} + \frac{\partial H_y(f)}{\partial y}\right]}{H_z(f)}$$

と書き直すことができる。マグネトテルリク法のインピーダンスを  $Z(f)$  とすると、 $C(f)$  と  $Z(f)$  との間には、

$$Z(f) = i\omega\mu C(f)$$

の関係がある。見かけ比抵抗を  $\rho_a(f)$  とすると、

$$\rho_a(f) = \omega\mu |C(f)|^2$$

となる。すなわち、 $H_x$ 、 $H_y$  の  $x$  方向、 $y$  方向の勾配が求めれば、 $C(f)$  を計算して見かけ比抵抗をもとめ、マグネトテルリク法と同じやりかたで、比抵抗1次元解析を行うことができる。

### 4. $C(f)$ の計算

地磁気変化の水平方向の微分は磁場変化を  $x$  および  $y$  の 1 次式に展開して求めた。例えば、北向き成分の変化  $H_x(x, y, t)$  を次のように展開し、

$H_x(x, y, t) = a_1(t) + a_2(t) \cdot x + a_3(t) \cdot y,$   
 $a_2(t), a_3(t)$  のフーリエ変換  $A_2(f), A_3(f)$  を  $\partial H_x(f)/\partial x, \partial H_y(f)/\partial y$  とした。  
 いま  $G(f)$  を

$$G(f) = - [(\partial H_x(f)/\partial x) + (\partial H_y(f)/\partial y)]$$

として、最小自乗法を適用し、 $C(f)$  をつぎの 2 通りの方法で計算した。

(a)

$$\frac{1}{C(f)} = \frac{\langle G \cdot (f) \cdot H_z(f) \rangle}{\langle H_z \cdot (f) \cdot H_z(f) \rangle}$$

(b)

$$C(f) = \frac{\langle H_z \cdot (f) \cdot G(f) \rangle}{\langle G \cdot (f) \cdot G(f) \rangle}$$

## 5. 記録例と解析結果

Fig. 3 に観測点 SE4, SF8, SG3, SF6 における  $H_x, H_y, H_z$  の時間変化とその  $x, y$  方向の微分を示す。図中  $A_v$  は 4 観測点での磁場変化の平均を表す。また最下段の一群の  $GR, J_z$  は

$$\begin{aligned} GR_{xx} &= \partial H_x / \partial x, & GR_{yy} &= \partial H_y / \partial y, \\ GR_{xy} &= \partial H_x / \partial y, & GR_{yx} &= \partial H_y / \partial x, \\ J_z &= (\text{curl } H)_z, \\ GR &= \partial H_x / \partial x + \partial H_y / \partial y, \end{aligned}$$

を表す。

これらのデータより前に述べた 2 通りの方法によって  $C(f)$  を求めた結果が、Fig. 4 に示されている。二重丸で示したのが方法 (a) で、まず  $1/C(f)$  を計算して  $C(f)$  を求めたもの、白丸で示したのが方法 (b) で直接  $C(f)$  を求めた結果である。図でわかるように、2 通りの方法で得た結果にはかなりの開きがある。

ここで示した例では、方法 (b) で求めた見かけ比抵抗のほうが方法 (a) で求めた見かけ比抵抗より大きくなっている。比較のため後で述べるマグネトテルリク法によって得られた見かけ比抵抗を黒丸で示したが、マグネトテルリク法の結果は方法 (a) すなわち  $1/C(f)$  の見積りより求めた結果に近い。

## 6. マグネトテルリク法による比抵抗鉛直分布

観測点 SF7 ではスクリップス海洋研究所によって地磁気 3 成分と電位差 2 成分の同時観測が実施された。Fig. 5 に 1986 年 8 月 12 日 7 時 00 分から 8 月 13 日 18 時 59 分までの地磁気水平成分 ( $H$ )、偏角 ( $D$ )、鉛直成分 ( $Z$ )、電場の北向き成分 ( $E_x$ ) 東向き成分 ( $E_y$ ) の変化を示す。これらのデータをもとに E-polarization ( $E_x$  と  $H_y$  との組合せ)、H-polarization ( $E_y$  と  $H_x$  との組合せ) について 1 次元鉛直構造解析を行った。

### 6-1. E-polarization ( $E_x/H_y$ )

Fig. 6(a) の左側に見かけ比抵抗と、電場-磁場の位相差が示されている。横軸

は周波数 (Hz) の対数目盛りである。4層モデルを仮定して、比抵抗値と各層の境界の深さを未知数として得られた最適モデルが同図の右側に示してある。比抵抗値 (ohm-m) を横軸に、深さ (m) を縦軸に、いずれも対数目盛りでとってプロットしてある。この最適モデルについて計算した見かけ比抵抗と位相差が左側の図では実線で示されている。

この構造の特徴は、およそ 20km の深さに低比抵抗層が現れること、さらに深部の約 270km に、より抵抗の低い層が認められることである。海底面から約 20km の深さまではおよそ 60ohm·m であるが、深さ約 20km から約 100km まではおよそ 20 ohm·m と低くなっている。約 270km 以深の深部低比抵抗体は 10 ohm·m 以下の低比抵抗である。

#### 6-2. H-polarization (Ey/Hx)

Fig. 6(b) に見かけ比抵抗、電場・磁場の位相差、4層モデルを仮定した場合の最適モデルを示す。得られたモデルは E-polarization の場合と大きな矛盾はない。海底の表層部は約 100 ohm·m であるが、海底面から約 35km の深さにおよそ 20 ohm·m の低比抵抗層が現れ約 100km の深さまで続く。さらに深部の 200-300 km 以深には 10 ohm·m 以下の低比抵抗体が存在すると考えられる。

#### 7. 考察

地磁気変化傾度法を適用した今回の例を見ると、2通りの異なる計算過程によって得られた結果にはかなりの開きがある。見かけ比抵抗が十分な精度で求まっていないことに原因がある。この方法は基本的には観測点間の磁場変化の差を解析するものであるから、それぞれの点で、地磁気成分変化がその振幅自体を議論する場合に比べるとはるかに高い精度で測定されていなければならない。また観測点間でわずかでも時計が狂っていると、地磁気変化の差に大きな誤差を生ずる結果になる。

この方法では鉛直成分変化の振幅が十分大きい必要がある。観測点の地磁気傾度が高いのは鉛直成分変化が大きいことにつながるが、いっぽうで擾乱域に近いことを意味し、解析に波長の影響を考慮する必要が生じる。

#### 8. 結び

ファンデフカ海洋プレート上で実施した共同観測のデータをもちいて地磁気変化傾度法とマグネテルリク法とで比抵抗の1次元鉛直構造解析を試みた。傾度法の結果は満足すべきものではなく、違った2通りの方法で求めたパラメータ  $C(f)$  にかなりの差異を生ずる。これにたいしてマグネテルリク法では E-polarization でも H-polarization でもたがいによく一致した結果が得られた。地磁気変化傾度法については、こんごさらに検討が必要である。

マグネテルリク法で得られた結果では、海底から約 20~35km の深さにおよそ 20ohm/m の低比抵抗層が現れる。さらに 200~300km より深い部分には 10ohm/m 以下のきわめて抵抗の低い、いわゆる深部低比抵抗体が存在することが推定される。

参考文献

- 1) The EMSLAB Group, The EMSLAB Electromagnetic Sounding Experiment, EOS Trans. Amer. Geophys. Un., 69, 89-99, 1988.
- 2) Schmucker, U., Anomalies of Geomagnetic Variations in the Southwestern United States, Bull. Scripps Inst. Oceanog., Univ. Calif Press, 13, 1970.
- 3) Lilley, F.E.M. and M.N. Sloane, On Estimating Electrical Conductivity Using Gradient Data from Magnetometer Arrays, J. Geomag. Geoelectr., 28, 321-328, 1976.
- 4) Woods, D.V. and F.E.M. Lilley, Geomagnetic Induction in Central Australia, J. Geomag. Geoelectr., 31, 449-458, 1979.
- 5) Jones A.G., Geomagnetic Induction Studies in Scandinavia, J. Geophys. 48, 181-194, 1980.

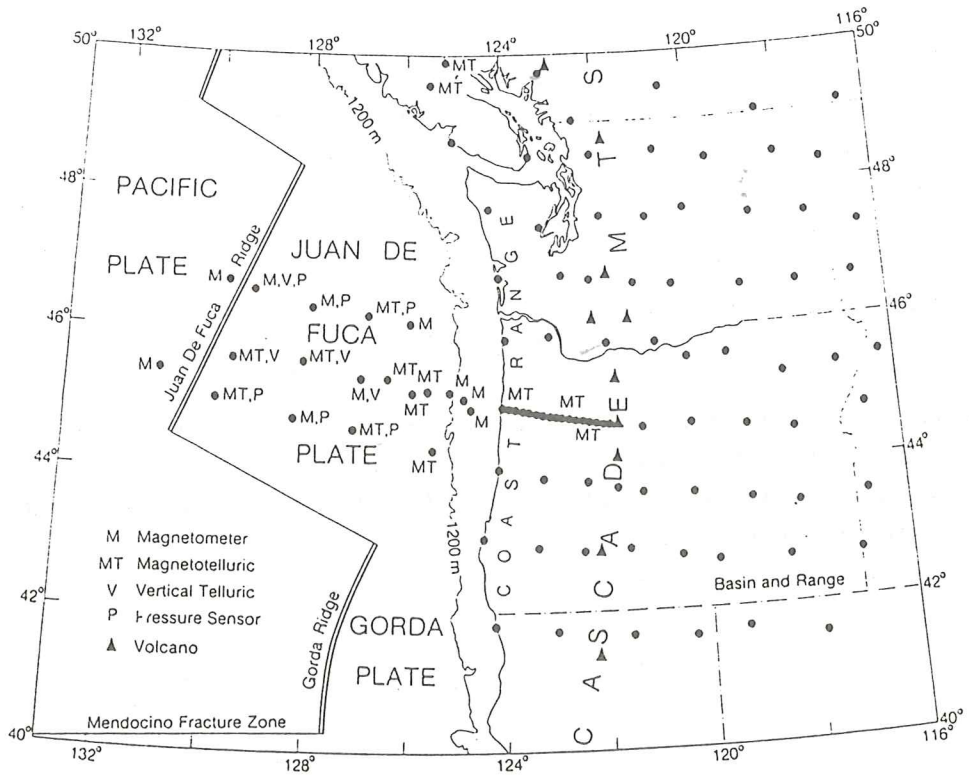


Fig. 1 EMSLAB observation sites (EMSLAB Group, 1988)

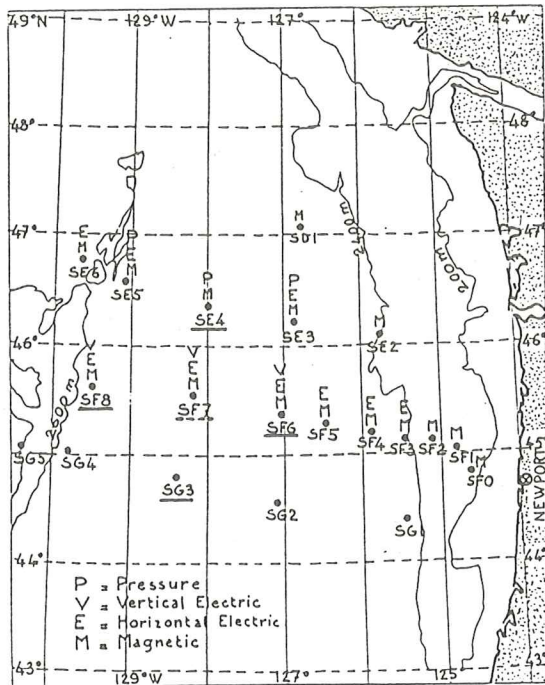


Fig. 2 Ocean floor observation sites (Filloux, 1988)

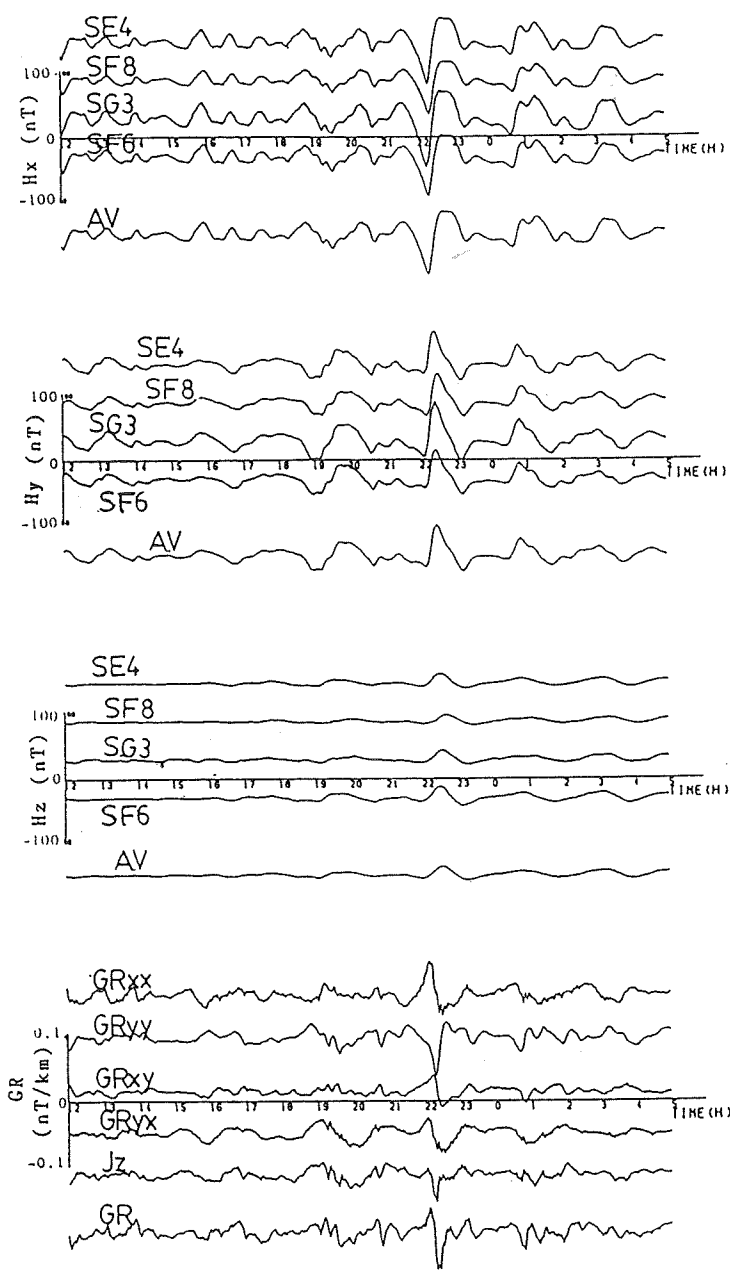


Fig. 3 Variations in Hx, Hy and Hz at SE4, SF8, SG3, SF6, and their spatial gradients.

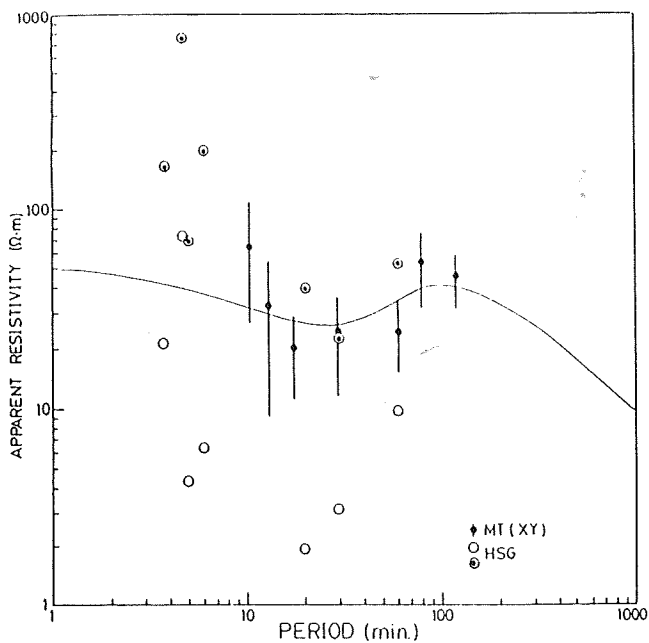


Fig. 4 Apparent resistivity obtained by spatial gradient methods and magnetotelluric methods. Open circles are the results from estimation of  $C(f)$ , while double circles from  $1/C(f)$ . Solid circles are apparent resistivity estimated by magnetotelluric methods. The solid line represents the apparent resistivity curve for the optimum model derived from the magnetotelluric analyses. \*

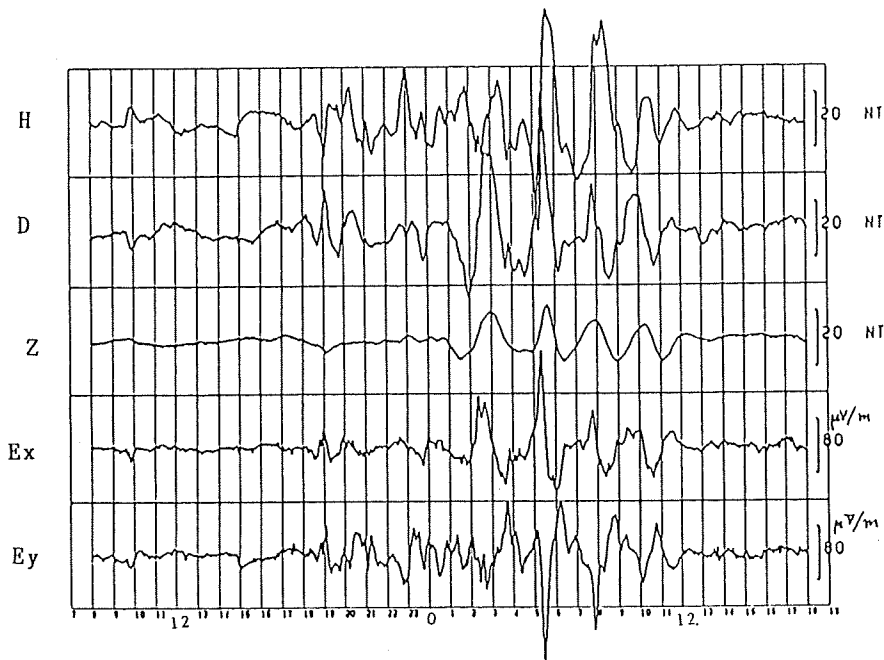


Fig. 5 Variations in H, D, Z,  $E_x$ , and  $E_y$  at SF7.



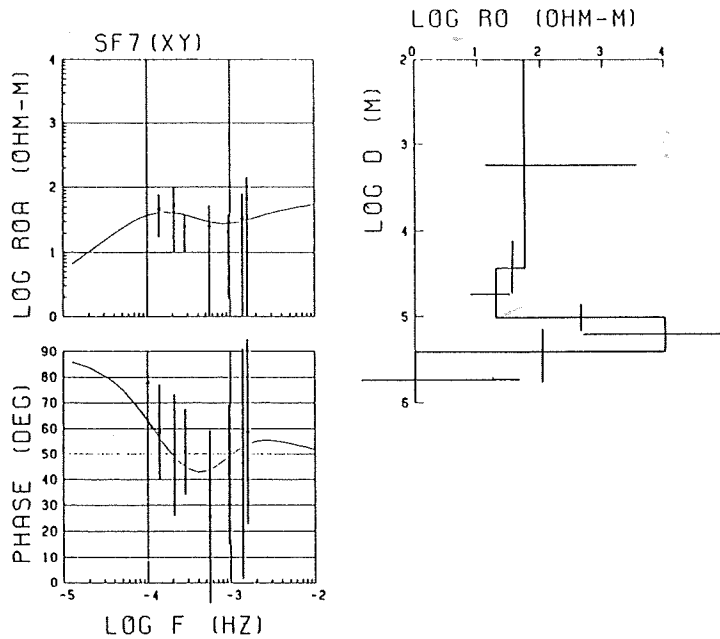


Fig. 6(a) E-polarization (Ex/Hy) results at SF7. Apparent resistivity and phase difference between Ex and Hy are shown on the left diagrams, and the optimum 4 layer model on the right.

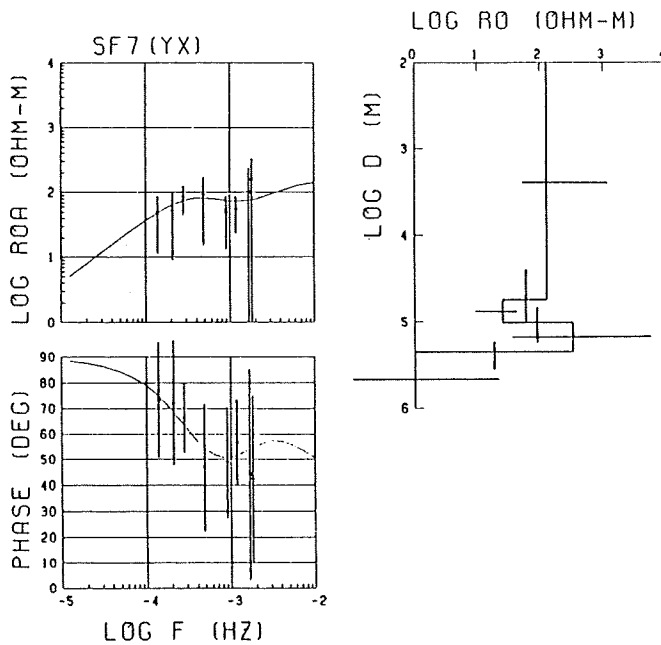


Fig. 6(b) H-polarization (Ey/Hx) results at SF7. Apparent resistivity and phase difference between Ey and Hx are shown on the left diagrams, and the optimum 4 layer model on the right.